

修士学位論文

リニアック X線ビームのエネルギー
スペクトル計測に関する基礎的研究

(西暦) 2015 年 1 月 7 日 提出

首都大学東京大学院

人間健康科学研究科 博士前期課程 人間健康科学専攻

放射線科学域

学修番号 : 13897609

氏名 : 須田 雄飛

(指導教員名 : 齋藤 秀敏)

要旨

現在の放射線治療では、放射線治療計画装置による線量計算を行っている。放射線治療計画装置の線量計算において、エネルギースペクトルは基本的なデータの一つである。エネルギースペクトルを使用し、X線の物質へのエネルギー付与を計算することにより線量分布を取得している。放射線治療計画で不確かさの小さい線量計算を行うために、実際に照射されるエネルギースペクトルの取得が必要である。

現在では、放射線治療計画装置に登録するX線のエネルギースペクトルは、モンテカルロシミュレーションを使用した計算値を使用している。計算により得たエネルギースペクトルは、深部量百分率（PDD）を使用して評価し、放射線治療計画装置に登録している。このエネルギースペクトルは計算により取得するため、実際に照射されるX線のエネルギースペクトルとは異なる可能性がある。その正しさを検証するためには、エネルギースペクトルを計測により明らかにすることが求められている。

しかし、リニアックX線ビームは線量率が高く、検出器の分解時間幅内に複数の入射光子が存在するためエネルギースペクトルの計測は困難である。このため、放射線治療計画装置に登録するエネルギースペクトルを計測により決定した報告はない。

本研究ではリニアックX線ビームのエネルギースペクトルを計測により明らかにすることを目的とする。

まず、リニアックX線ビームのエネルギースペクトル計測に用いる検出器を決定して計測に必要な検出器の特性を明らかにした。

次に、コンプトン散乱現象を利用することにより、検出器に入射するフルエンスを減少させることが可能である。そこで、コンプトン散乱光子のエネルギースペクトルを計測し、一次線のエネルギースペクトルを再構築する方法を試みた。

また、線量率を変化させて検出器に入射するフルエンスを減少させる方法について検討し、エネルギースペクトルの直接計測を試みた。直接計測で取得したエネルギースペクトルを実際のエネルギースペクトルとの整合性を確認するため、水中で計測したPDDと直接計測によるエネルギースペクトルから計算したPDDを比較した。

本研究により、リニアックX線ビームのエネルギースペクトル計測の可能性を明らかにした。

目次

要旨

1 章	序論	1
1.1	放射線治療における X 線のエネルギースペクトルの重要性	1
1.2	計測によるエネルギースペクトル取得の困難性	3
1.3	研究の目的	3
1.4	論文の構成	4
2 章	エネルギースペクトル計測に使用する検出器の決定	5
2.1	目的	5
2.2	シンチレーション検出器の構造と検出機構	6
2.3	シンチレータの決定	7
2.4	76B76/3 の概要	9
2.5	まとめ	9
3 章	76B76/3 の基本特性	10
3.1	目的	10
3.2	方法	11
3.2.1	光電ピークの電圧印加後の時間による変位	11
3.2.2	エネルギー分解能	12
3.2.3	検出効率	12
3.3	結果および考察	15
3.3.1	光電ピークの電圧印加後の時間による変位	15
3.3.2	エネルギー分解能	16
3.3.3	検出効率	17
3.4	結論	18

4 章	コンプトン散乱光子を利用したエネルギースペクトル取得	19
4.1	目的	19
4.2	理論	20
4.2.1	リニアック X線ビームのエネルギースペクトル	20
4.2.2	リニアック X線ビームと物質の相互作用	21
4.2.3	コンプトン散乱光子の計算	22
4.3	方法	26
4.4	結果および考察	27
4.5	結論	29
5 章	線量率の調整と線質の評価	30
5.1	目的	30
5.2	リニアックの構造と線量率の調整	30
5.3	理論	31
5.3.1	エネルギースペクトルを直接計測するためのフルエンスの算出	31
5.4	方法	32
5.4.1	電離箱式サーベイメータによる線量率の評価	32
5.4.2	線量率調整後の線質評価	33
5.5	結果および考察	34
5.5.1	電離箱式サーベイメータによる線量率の評価	34
5.5.2	線量率調整後の線質の評価	36
5.6	結論	37

6 章 エネルギースペクトルの直接計測	38
6.1 目的	38
6.2 方法	39
6.2.1 リニアック X 線ビームのエネルギースペクトルの直接計測	39
6.2.2 コンプトンテールの補正	40
6.3 結果および考察	41
6.3.1 リニアック X 線ビームのエネルギースペクトルの直接計測	41
6.3.2 コンプトンテールの補正	42
6.4 結論	43
7 章 直接計測によるエネルギースペクトルの評価	44
7.1 目的	44
7.2 方法	44
7.2.1 直接計測により取得したエネルギースペクトルの評価	44
7.2.2 円筒形電離箱を使用した PDD の計測	45
7.3 結果および考察	46
7.4 結論	47
8 章 総括	48
参考文献	49
謝辞	51

1章 序論

1.1 放射線治療における X 線のエネルギースペクトルの重要性

放射線治療の効果は、投与線量に依存している。このため期待した治療効果を得るためには、投与線量の不確かさを低減させることが重要である。

投与線量の不確かさには種々の因子がある。American Association of Physicists in Medicine (AAPM) Report 13¹⁾は、図 1.1 に示すように投与線量の不確かさを 5.0 %未満にするように勧告している。これを実現するため、ファントムによる出力線量の評価を 2.5 %以内に、治療計画装置による投与線量の計算の不確かさは 4.3 %以内にする必要がある。また、その内訳として線量分布の計算について 3.0 %以内、ブロック、楔または補償フィルタを使用した場合の中心軸線量計算について 2.0 %以内の不確かさが要求されている。

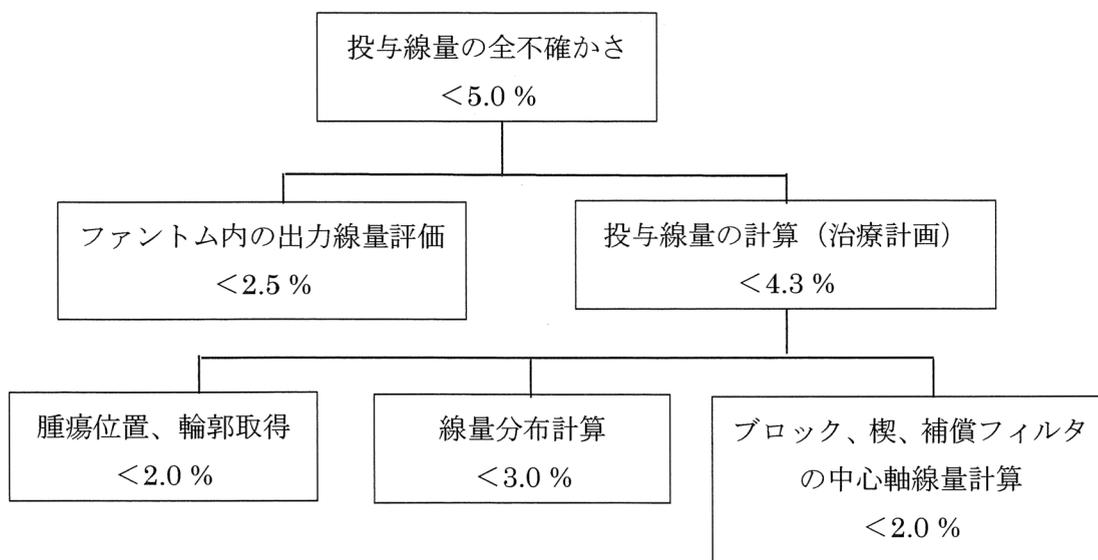


図 1.1 放射線治療における投与線量の不確かさの目標値¹⁾

現在使用されている治療計画装置の代表的な線量分布の計算方法である convolution-superposition 法では、体内の線量分布は、単位質量あたりに光子によって放出されるエネルギー total energy released per unit mass (terma) と相互作用が一点で生じた場合に線量の広がり関数である dose kernel の重畳積分により求めている。

線源から計算点までの距離 s の点での terma が $T(s)$ 、相互作用点からの変位 r における dose kernel が $h(r)$ であるとき、 s における吸収線量 $D(s)$ は次式で計算できる。

$$D(s) = \iiint T(s-r) h(r) d^3r \quad (1.1)$$

このとき、線源から表面までの距離 s_0 、表面でのエネルギーフルエンス $\Psi(s_0)$ 、点 s での平均質量減弱係数 $(\bar{\mu}/\rho)(s)$ および平均線減弱係数 $\bar{\mu}(s)$ から、 $T(s)$ は次式で求めることができる。

$$T(s) = \Psi(s_0) \left(\frac{s_0}{s} \right)^2 \exp \left[- \int_{s_0}^s \bar{\mu}(s) ds \right] \frac{\bar{\mu}}{\rho}(s) \quad (1.2)$$

この計算で使用される平均質量減弱係数 $(\bar{\mu}/\rho)(s)$ および平均線減弱係数 $\bar{\mu}(s)$ を決定するためには、光子のエネルギースペクトルが必要となる。

また、相互作用点からの変位 r における dose kernel $h(r)$ も光子のエネルギーに依存することから、 $h(r)$ を決定するためには、治療ビームのエネルギースペクトルを正しく評価する必要がある。

さらに、楔または補償フィルタを使用する場合、これらのフィルタの透過率を正しく求めるためには、治療ビームのエネルギースペクトルが必要となる。

このように不確かさの小さい線量計算を行うためには、治療ビームの正しいエネルギースペクトルを取得することが必須となっている。

1.2 計測によるエネルギースペクトル取得の困難性

光子のエネルギースペクトルは、一般的にシンチレーション検出器や半導体検出器を使用して計測することができる。

シンチレーション検出器は、シンチレータに入射した光子のエネルギーを吸収して発光する現象を利用した検出器である。発光の強さはシンチレータ内で吸収された光子のエネルギーに比例する。この光を光電子に変換し、光電子増倍管で信号を増幅して波高分析器で解析する。光子の入射する時間間隔が検出器の分解時間よりも十分離れている条件では、光子エネルギーと出力パルスが比例することからエネルギースペクトルを計測することが可能である。

しかし、検出器の分解時間幅内に複数の光子が入射する場合、発光現象がパイルアップするため、エネルギースペクトルの計測は困難となる³⁾。リニアックからの X 線ビームはパルス状に発生され、パルスあたりの光子フルエンスはおよそ $7 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}$ と大きく、検出器の分解時間内に多数の光子が入射することになるため、エネルギースペクトルの計測は困難であるとして、直接エネルギースペクトルを計測した報告はない。

1.3 研究の目的

放射線治療計画で不確かさの小さい線量計算を行うために、実際に照射されるエネルギースペクトルの取得が必要である。

現在は、リニアックの構造を再現したモンテカルロシミュレーションでエネルギースペクトルを算出して線量計算に使用しているが、その正しさを検証するためには、直接エネルギースペクトルを計測により評価することが求められている。

しかし、リニアック X 線ビームは線量率が高く、検出器の分解時間幅内に複数の入射光子が存在するためエネルギースペクトルの計測は困難である。そのため、放射線治療計画装置に登録するエネルギースペクトルを計測により決定した報告はない。

このため本研究では、リニアック X 線ビームのエネルギースペクトルを計測により明らかにすることを目的とする。

1.4 論文の構成

2 章では、リニアックから発生される MV エネルギー領域の X 線エネルギースペクトルの計測に適している検出器を検討する。

3 章では、MV エネルギー領域の光子エネルギースペクトル計測に必要な検出器の特性について検討する。

コンプトン散乱現象を利用して、検出器に入射するフルエンスを減少させることによりエネルギースペクトル計測の可能性がある。このことから 4 章では、コンプトン散乱光子を利用することによるリニアック X 線ビームのエネルギースペクトル取得を試みる。

5 章では、出力線量率を低下させることによるエネルギースペクトル計測について述べる。また、出力線量率を低下させた場合の線量評価、さらに出力線量率を低下させた場合の線質の変化について検討する。

6 章では、出力線量率を低下させることによるリニアック X 線ビームのエネルギースペクトルの直接計測について述べる。また、計測で得られたエネルギースペクトルの補正法についても述べる。

7 章では、直接計測して取得したエネルギースペクトルについて、水中での線量分布から評価する。

8 章では、本研究の総括を述べる。

2 章 エネルギースペクトル計測に使用する検出器の決定

2.1 目的

本研究では、リニアック X 線ビームのエネルギースペクトルを計測により明らかにすることを目的としている。そのため、本章ではエネルギースペクトルの計測に使用する検出器を検討する。

2.2 シンチレーション検出器の構造と検出機構

一般的に、X線のエネルギースペクトルの計測機器として、シンチレーション検出器と半導体検出器が使用されている。

図 2.1 にシンチレーション検出器の構造と検出機構を示す。光子 (γ 線、X 線) がシンチレータに入射すると光子と結晶の相互作用により電子を放出する。この電子はシンチレータ結晶を移動する間にエネルギーを結晶に与える。結晶中が吸収したエネルギーに比例して蛍光を発生する。その蛍光は光電面で光電子に変換され、光電子増倍管により増幅され、パルス電流として出力される。このパルス電流の波高分布を解析することによって入射した光子のエネルギースペクトルを取得することが可能である⁴⁾。

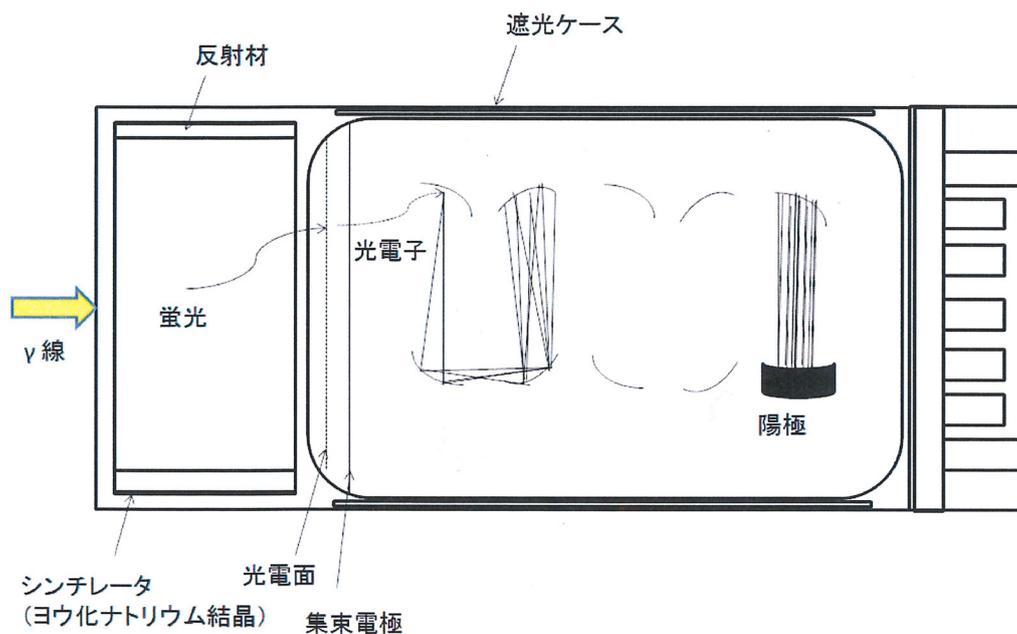


図 2.1 シンチレーション検出器の構造と検出機構

2.3 シンチレータの決定

表2.1 に、一般的な無機シンチレータと有機シンチレータの特性を比較して示す。有機シンチレータの減衰時間は短い、実効原子番号が小さいため発光量が小さい。

本研究では、 ^{137}Cs (0.662 MeV)や ^{60}Co (1.173, 1.332 MeV)よりも高い MV 領域のエネルギースペクトルを計測する。光子のエネルギーが高いほど、シンチレータ内での相互作用の確率が小さくなるため、本研究では実効原子番号の大きい無機シンチレータを使用することとした。

表2.1 無機シンチレータと有機シンチレータの一般的特性の比較⁴⁾

特性	無機シンチレータ	有機シンチレータ
減衰時間	長い	短い
発光量	大	小
主な計測線種	γ	β
実効原子番号	大	小
潮解性	NaI(Tl)であり	なし

現在、研究室で所有する無機シンチレータは NaI(Tl)と LaCl₃(Ce)の 2 種類である。表 2.2 に NaI(Tl)の結晶を持つ 76B76/3 (SCIONIX 社)と LaCl₃(Ce)の結晶を持つ 25B38/2 (SCIONIX 社)のサイズや特徴などの概要を示す^{5), 6)}。

表より、NaI(Tl)は LaCl₃(Ce)と比べて同サイズでの蛍光効率が 1.1~1.4 倍高い。また、76B76/3 のクリスタルサイズが 25B38/2 よりも約 3 倍の直径と長さを有するため、高エネルギー光子によって放出された長い飛程をもつ電子を、結晶内でそのすべての運動エネルギーを失うまで追跡できる。このことから、本研究では NaI(Tl)結晶の 76B76/3 を使用することとした。

表 2.2 NaI(Tl)と LaCl₃(Ce)検出器の特徴^{5), 6)}

シンチレータ	型式	蛍光効率 (NaI との比較)	結晶サイズ	
			直径(mm)	長さ(mm)
NaI(Tl)	76B76/3	100	76	76
LaCl ₃ (Ce)	25B38/2	70~90	25	38

2.4 76B76/3 の概要

図 2.2 に 76B76/3 の外観を示す。76B76/3 検出器には光電子増倍管が内蔵されている。また、光電子増倍管は 14 個の PIN コネクタにより Multi Channel Analyzer (MCA) (digiBASE, ORTEC 社)に接続されている。MCA の最大スループットは 532 kcps である⁷⁾。その MCA は USB 通信で PC に接続され、MCA エミュレーションプログラム (Spectrum Navigator, SEIKO EG&G)により MCA 制御およびスペクトル解析を行うことができる⁸⁾。

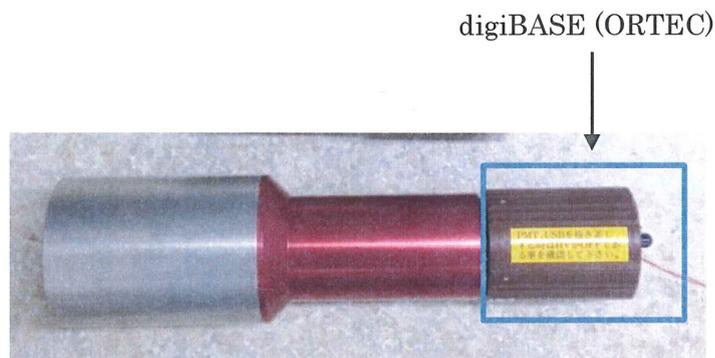


図 2.2 76B76/3 の外観

2.5 まとめ

リニアックから放出される 6MV 領域の X 線エネルギースペクトルを計測するために、適していると考えられる検出器を決定した。

3 章 76B76/3 の基本特性

3.1 目的

本研究では、エネルギースペクトルの計測に NaI (Tl)シンチレーション検出器(76B76/3, ORTEC 社)を使用する。このため本章では、エネルギースペクトル計測に必要な諸特性を明らかにすることを目的とする。

予備実験から、電圧印加後の時間により光電ピークの変位が認められた。このことから電圧印加後の時間によるエネルギー変位を明らかにする。また、76B76/3 のエネルギー分解能を明らかにする。さらに、シンチレータを用いた計測では、入射光子のエネルギーにより検出効率が変化することから、エネルギーによる検出効率の変化を実験およびシミュレーションから明らかにする。

3.2 方法

3.2.1 光電ピークの電圧印加後の時間による変位

図 3.1 に電圧印加直後の ^{137}Cs と ^{60}Co のエネルギースペクトルの一例を示す。電圧印加直後から、10 分間のスペクトル計測と 50 分間のインターバルを繰り返し、 ^{137}Cs (0.662 MeV) と ^{60}Co (1.173 MeV, 1.332 MeV)⁹⁾ の光電ピークを示すチャンネル番号の変位を 24 時間継続して観察し、光電ピークの電圧印加後の時間による変位を計測した。

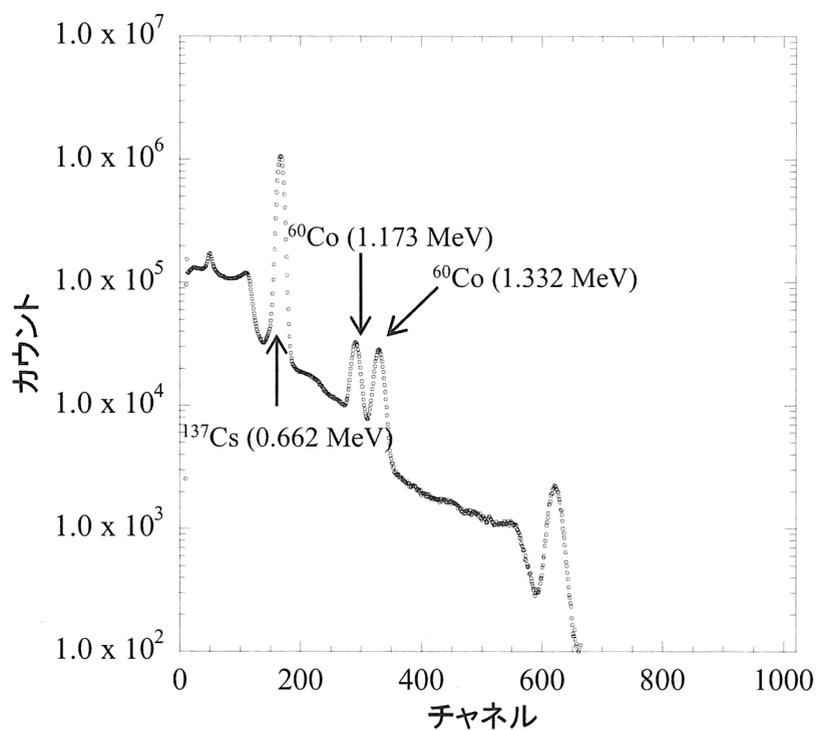


図 3.1 ^{137}Cs (0.662 MeV) と ^{60}Co (1.173 MeV, 1.332 MeV) の光電ピーク

3.2.2 エネルギー分解能

エネルギー分解能 $R(E)(\%)$ は、 γ 線のエネルギー E を示す光電ピークとその半値幅 $FWHM$ から次式により算出できる¹⁰⁾。

$$R(E) = \frac{100FWHM}{E} \quad (3.1)$$

図 3.2 に ^{137}Cs のエネルギースペクトルの一例を示す。基準線源を設置して計測したエネルギースペクトルから線源を設置せずに計測したバックグラウンドを減算した。 ^{137}Cs (0.662 MeV)、 ^{60}Co (1.173 MeV, 1.332 MeV) についてエネルギー分解能を求めた。

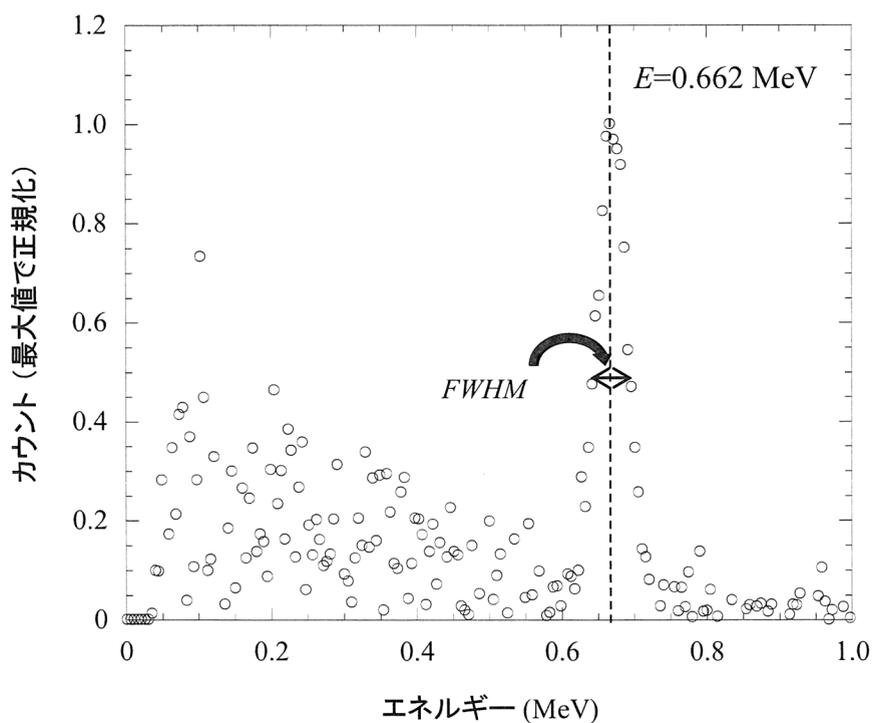


図 3.2 ^{137}Cs のエネルギースペクトル

3.2.3 検出効率

検出効率は、ピークを形成したカウントから検出器に入射する γ 線数を割ることにより次式で求めることができる。

$$\text{検出効率} = \frac{\text{ピークを形成したカウント}}{\text{NaIシンチレーション検出面に入射する}\gamma\text{線数}} \quad (3.2)$$

ピークカウントは方法3.2.2と同様にバックグラウンドを減算して求めた。また、NaIシンチレーション検出面に入射する γ 線数の算出を行った。入荷時の放射能 A_0 、壊変定数 λ 、半減期 T 、入荷時から計測までの経過時間 t により放射能 $A(t)$ は、次式で求めることができる。

$$A(t) = A_0 \exp(-\lambda t) \quad (3.3)$$

検出器面に入射する γ 線数は、線源の放射能 $A(t)$ 、線源から検出器間距離 R 、検出器の入射面の面積 S から次式で算出することができる。

$$\text{検出器に入射する}\gamma\text{線数} = \frac{A(t)S}{4\pi R^2} \quad (3.4)$$

これらの式より、5つの基準線源 ^{57}Co (0.122 MeV)、 ^{85}Sr (0.514 MeV)、 ^{137}Cs (0.662 MeV)、 ^{22}Na (1.274 MeV)、 ^{60}Co (1.173, 1.332 MeV)⁹⁾について検出効率を求めた。

また、モンテカルロシミュレーションを使用して検出効率を算出した。図 3.3 にシミュレーションのジオメトリを示す。直径 7.6 cm、長さ 7.6 cm の NaI シンチレータを作成し、光子が入射面に均等に入射するようにプログラムを作成した。

シミュレーションは EGSnrc モンテカルロコード¹¹⁾を使用した。表 3.1 に EGSnrc のパラメータを示す。ECUT は 0.70 MeV、PCUT は 0.01 MeV に設定し、 1.0×10^8 のヒストリー数の単一エネルギーの光子がシンチレータに入射するようにシミュレーションした。入射光子のエネルギーは基準線源と同様のエネルギー、2.0 MeV から 6.0 MeV までは 1.0 MeV 間隔で検出効率を求めて計測値と比較した。

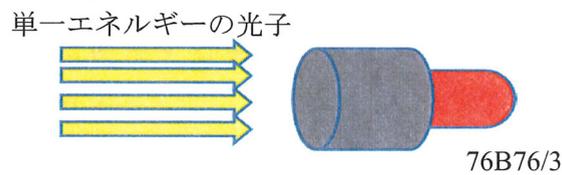


図 3.3 モンテカルロシミュレーションのジオメトリ

表 3.1 EGSnrc のパラメータ

パラメータ	設定値
ECUT	0.70 MeV
PCUT	0.01 MeV
Number of incident particles	1.0×10^8

3.3 結果および考察

3.3.1 光電ピークの電圧印加後の時間による変位

図 3.4 に光電ピークの電圧印加後の時間によるチャンネルの変位を示す。76B76/3 では、電圧印加直後から ^{137}Cs と ^{60}Co の光電ピークに相当するチャンネルが変位し、電圧印加直後と 24 時間後では、 ^{137}Cs (0.662 MeV) で 3 チャンネル、 ^{60}Co (1.173 MeV) で 6 チャンネル、 ^{60}Co (1.332 MeV) では 7 チャンネル変位した。本実験では 1 チャンネルあたりのエネルギー幅が 0.0053 MeV であったため、7 チャンネルは 0.037 MeV の変位である。電圧を印加してから時間が経過するほど光電ピークの時間あたりの変位は小さくなっていき、10 時間以降から 24 時間後までのチャンネルの変化は 1 チャンネル以内となった。

結果より、電圧印加直後ではエネルギーの変位が大きいことから、10 時間以降に計測することで、エネルギーの変位を約 0.005 MeV 以下まで小さくできる。そのため、計測に使用する場合は電圧印加後 10 時間以降から計測すべきであると考えられる。

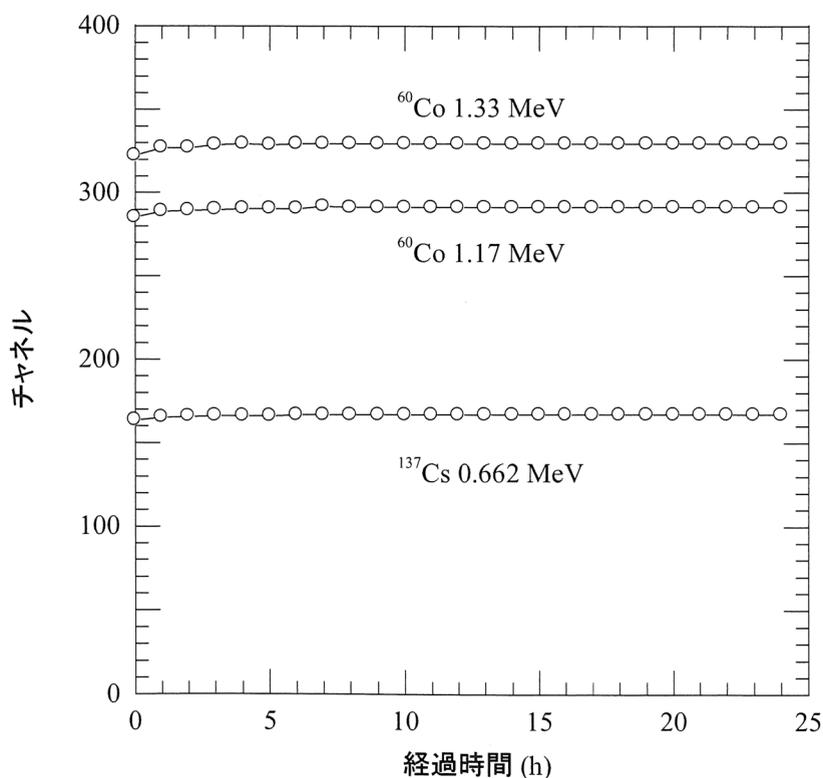


図 3.4 光電ピークの電圧印加後の時間による変位

3.3.2 エネルギー分解能

表 3.2 に各エネルギーでの 76B76/3 の FWHM とエネルギー分解能を示す。半値幅は、 ^{137}Cs (0.662 MeV) で 0.051 MeV、 ^{60}Co (1.173 MeV) で 0.067 MeV、 ^{60}Co (1.332 MeV) で 0.073 MeV であり、エネルギーが大きいほど半値幅は大きい値を示している。

一方、エネルギー分解能は、 ^{137}Cs (0.662 MeV) で 7.63 %、 ^{60}Co (1.173 MeV) で 5.73 %、 ^{60}Co (1.332 MeV) で 5.50 % となり、 γ 線のエネルギーが高くなるにつれてエネルギー分解能が小さくなることが示される。

エネルギー分解能に影響する因子として、検出器に作られた電荷キャリアの個数の統計変動、検出器の雑音、電化収集の不完全性などがある¹⁰⁾。

基準線源を用いた計測により、本研究で使用する 76B76/3 のエネルギー分解能を明らかにした。

表 3.2 76B76/3 のエネルギー分解能

線種	γ 線エネルギー (MeV)	FWHM (MeV)	エネルギー分解能 (%)
^{137}Cs	0.662	0.051	7.63
^{60}Co	1.173	0.067	5.73
^{60}Co	1.332	0.073	5.50

3.3.3 検出効率

図 3.5 に計測およびモンテカルロシミュレーションで算出した検出効率の比較を示す。エネルギーが高いほど検出効率は小さくなった。また、0.122 MeV では、シミュレーションの値は 100 %であったのに対して計測値は 98.7 %であり、0.3 %の差をであった。しかし、エネルギーが高いほど計測とシミュレーションによる検出効率の相違が大きくなり、1.332 MeV ではシミュレーションの値は 45.5 %であったのに対して計測値は 25.1 %と 20.4 %の差であった。

入射光子のエネルギーが高いほど検出効率が小さくなる原因として、高いエネルギーではシンチレータ内での相互作用が減少するためであると考えられる。

また、エネルギーが高いほど検出効率に相違が生じた理由として、光電子増倍管の量子効率が原因であると考えられる。光電子増倍管では光電面物質により、蛍光を光電子に変換する。しかし、蛍光が必ずしも光電子に変換されるわけではなく、確率過程が存在する¹²⁾。この確率を光電子増倍管の量子効率と呼び、シミュレーションでは光電子増倍管の量子効率を考慮していないため、計測値よりも大きい値になったと考えられる。

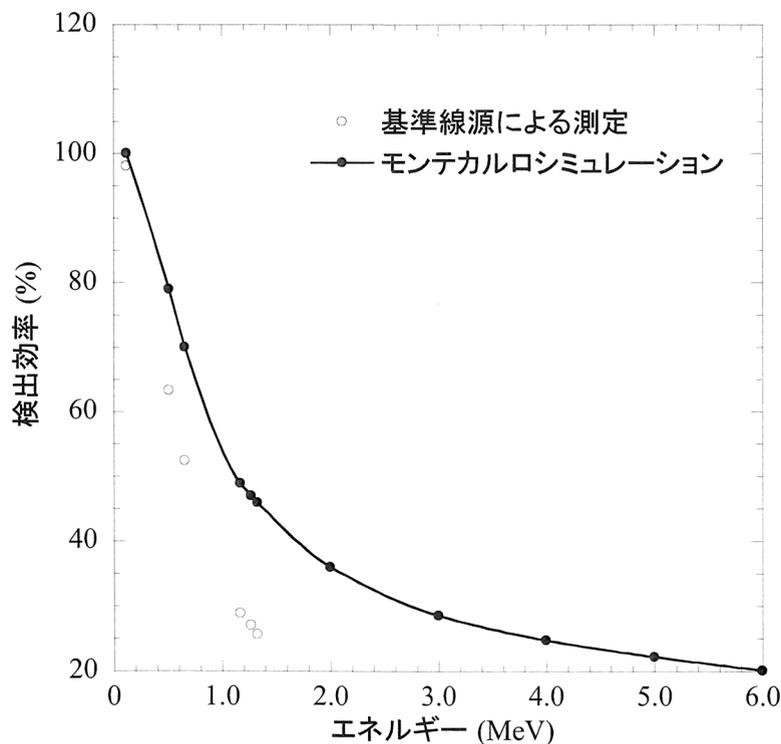


図 3.5 計測とモンテカルロシミュレーションで求めた検出効率の比較

3.4 結論

基準線源を使用して検出器の電圧印加後の光電ピークに相当するチャンネルの変位を明らかにした。本実験では、エネルギーの変動を小さくするため、電圧を印加して 10 時間以降から計測することにする。

また、基準線源を使用して 76B76/3 のエネルギー分解能を明らかにした。入射光子のエネルギーが高いほどエネルギー分解能が向上する結果となった。

シンチレーション検出器の計測では、エネルギー毎に異なる検出効率を補正する必要があるため、76B76/3 の検出効率を計測とモンテカルロシミュレーションにより明らかにした。計測では 1.33 MeV より高いエネルギーの検出効率を求めることができなかったが、シミュレーションでは 6.0 MeV までの検出効率を算出することができた。エネルギーが高いほど計測値と計算値の相違が大きくなった。この差はシミュレーションでは光電子増倍管の量子効率を考慮していないためであると考えられる。

4 章 コンプトン散乱光子を利用したエネルギースペクトル取得

4.1 目的

リニアック X 線ビームは線量率が高いため、エネルギースペクトルを直接計測することは通常の方法では困難である。

リニアック X 線ビームのエネルギースペクトルを計測するため、検出器に入射するフルエンスを減少させる必要がある。

検出器に入射するフルエンスを減少させる方法の一つとして、コンプトン散乱現象を利用することを着想した。

本章では、コンプトン散乱光子のエネルギースペクトルを計測し、一次線のエネルギースペクトルを再構築する方法を試みる。

4.2 理論

4.2.1 リニアック X 線ビームのエネルギースペクトル

電子が原子核付近を通過すると、負電荷をもった電子は原子核のクーロン場により減速され、その進行方向を曲げられる。このとき、電子の失ったエネルギーは X 線として原子の外へ放出される。この放出された X 線は制動 X 線と呼ばれ、連続エネルギースペクトルを示す。

リニアックでは、ターゲットに加速電子を入射させることにより制動 X 線を発生させている。

図 4.1 に一般的なリニアックから発生する公称 6 MV の X 線のエネルギースペクトルを示す。フルエンスは 0.5 MeV 付近にピークを持ち、最大エネルギーが 6 MeV である連続的な分布となっている。

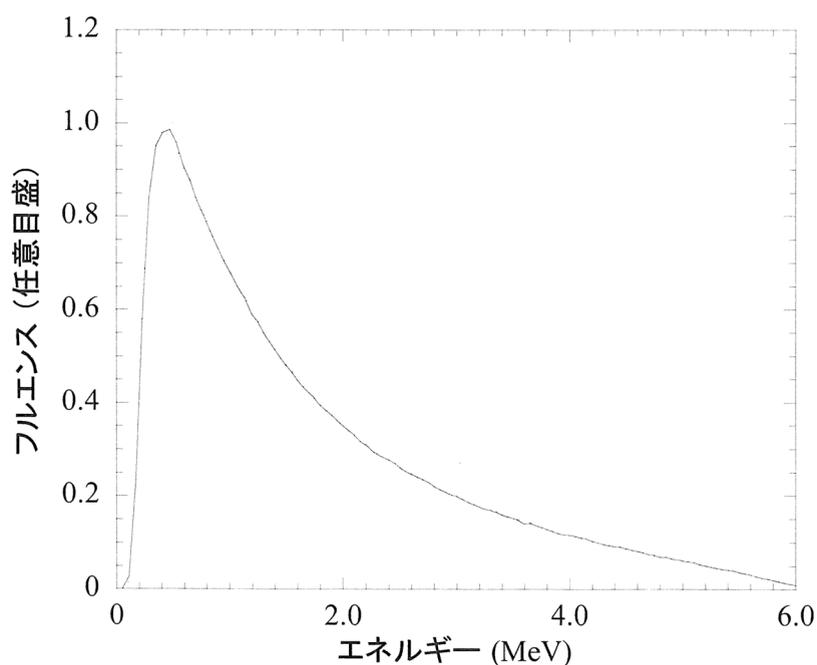


図 4.1 6 MV X 線のエネルギースペクトル

4.2.2 リニアック X線ビームと物質の相互作用

図 4.2 に、入射光子のエネルギーに対する水の光電効果、コンプトン散乱、電子対生成のそれぞれの相互作用の質量減弱係数の変化を示す。光子のエネルギー領域に応じて支配的な相互作用が異なる。入射光子のエネルギーが 0.01 ~0.03 MeV までの領域では光電効果が、0.03 ~30 MeV までの領域ではコンプトン散乱が、30 MeV 以上のエネルギーでは電子対生成が主な相互作用となる。

図 4.1 より、6 MVX 線の相互作用の大部分がコンプトン散乱である。そのため、散乱体で一回のコンプトン散乱を生じさせることによってフルエンスを減少させ、エネルギースペクトルの計測が可能になると考えられる。

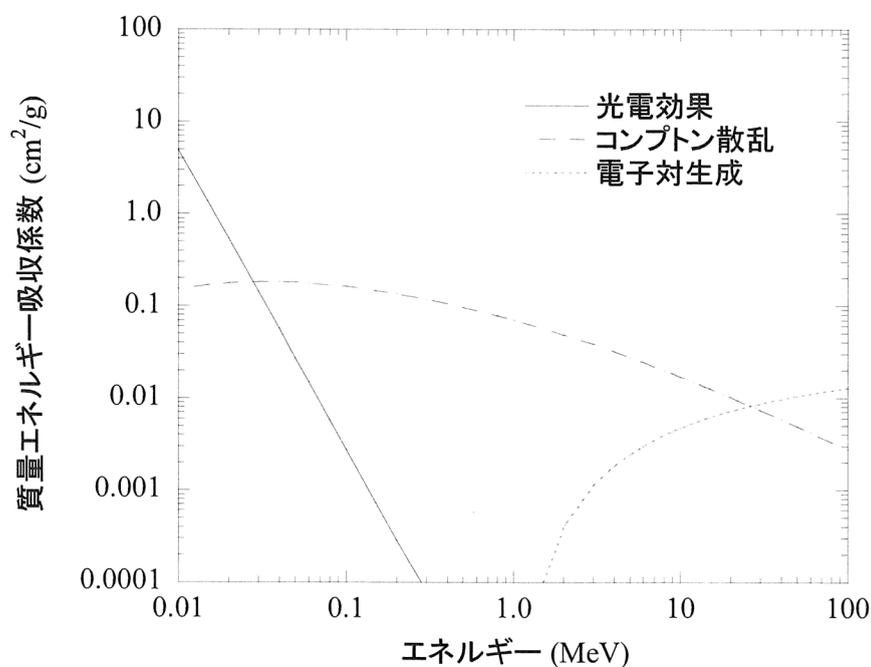


図 4.2 入射光子のエネルギーに対する水の質量エネルギー吸収係数¹³⁾

4.2.3 コンプトン散乱光子の計算

まず、コンプトン散乱光子のフルエンスを算出するために、リニアック X 線ビームのフルエンスを算出した。

光子エネルギー $h\nu$ 、そのフルエンス Φ 、光子エネルギー $h\nu$ に対する水の質量エネルギー吸収係数 $(\mu_{\text{en}}/\rho)(h\nu)$ であるとき、吸収線量 D は次式で近似できる。

$$D \approx h\nu \Phi \left(\frac{\mu_{\text{en}}(h\nu)}{\rho} \right) \quad (4.1)$$

リニアックから放出される X 線は連続エネルギースペクトルをもつことから、リニアック X 線ビームの全フルエンス Φ_{prim} 、光子エネルギー $h\nu$ の光子の全フルエンスに対する確率 $p(h\nu)$ から、吸収線量 D は、式(4.1)を利用して光子エネルギー 0 から $h\nu_{\text{max}}$ までを積分することによって計算できる。

$$D = \Phi_{\text{prim}} \int_0^{h\nu_{\text{max}}} h\nu p(h\nu) \left(\frac{\mu_{\text{en}}(h\nu)}{\rho} \right) dh\nu \quad (4.2)$$

式(4.2)から、パルスあたりのフルエンス率 $\dot{\Phi}_{\text{prim}}$ 、パルス繰り返し周波数 f_p であるとき、リニアック X 線ビームの吸収線量率 \dot{D} は次式により計算できる。

$$\dot{D} = \dot{\Phi}_{\text{prim}} f_p \int_0^{h\nu_{\text{max}}} h\nu p(h\nu) \left(\frac{\mu_{\text{en}}(h\nu)}{\rho} \right) dh\nu \quad (4.3)$$

以上から、リニアック X 線ビームのパルスあたりのフルエンス率 $\dot{\Phi}$ は次式により求めることができる。

$$\dot{\Phi}_{\text{prim}} = \frac{\dot{D}}{f_p \int_0^{h\nu_{\text{max}}} h\nu p(h\nu) \left(\frac{\mu_{\text{en}}(h\nu)}{\rho} \right) dh\nu} \quad (4.4)$$

次に、検出器に入射するコンプトン散乱光子数の計算を行う。

コンプトン散乱では、入射光子が軌道電子に衝突し、そのエネルギーの一部を軌道電子に与える。入射光子はコンプトン散乱光子として角度 ϕ 方向へと放出される。

エネルギー保存則より衝突前後のエネルギーは等しいため、入射光子のエネルギー $h\nu$ 、コンプトン散乱光子エネルギー $h\nu'$ 、反跳電子の反跳角 θ であるとき、電子の静止質量 m_0 、光速度 c 、 $\beta=v/c$ とすると、

$$h\nu + m_0c^2 = h\nu' + \frac{m_0c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (4.5)$$

が成立する。上式を $h\nu$ について解くと、

$$h\nu = h\nu' + m_0c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \quad (4.6)$$

となる。

また、光子の入射方向での運動量保存則より、

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos\phi + \frac{m_0v}{\sqrt{1-\beta^2}} \cos\theta \quad (4.7)$$

が得られる。さらに、光子の入射方向に対して垂直方向での運動量保存則より、

$$\frac{h\nu'}{c} \sin\phi = \frac{m_0v}{\sqrt{1-\beta^2}} \sin\theta \quad (4.8)$$

が得られる。

式(4.5)から(4.8)をコンプトン散乱光子エネルギー $h\nu'$ について解くと、次式が得られる。

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (4.9)$$

一方、コンプトン散乱光子の微分断面積はクライン - 仁科の式によって表される。エネルギー $h\nu$ 、角度 θ 方向の立体角 $d\Omega$ 中に散乱される光子に対する自由電子1個あたりの微分断面積 $d_e\sigma/d\Omega$ は次式で計算される。

$$\frac{d_e\sigma(h\nu)}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2}(1 + \cos^2\theta) \left[\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos^2\theta)} \right] \left\{ 1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{[1 + \alpha(1 - \cos\theta)](1 + \cos^2\theta)} \right\} \quad (4.10)$$

ここで、 α は電子の静止エネルギー m_0c^2 から次式で求める¹⁴⁾。

$$\alpha = \frac{h\nu}{m_0c^2} \quad (4.11)$$

以上から、検出器面へ入射するコンプトン散乱光子数 Φ_{in} は、照射される散乱体の電子数 N_e 、散乱体から見た検出器の立体角 Ω により次式で計算できる。

$$\Phi_{in} = \Phi_{prim} N_e \Omega \int_0^{h\nu_{max}} p(h\nu) \frac{d_e\sigma(h\nu)}{d\Omega} dh\nu \quad (4.12)$$

式(4.9)は入射光子に対するコンプトン散乱光子のエネルギーを求める式であり、式(4.10)はコンプトン散乱光子の微分断面積の式である。この二つの式と6 MVX線のエネルギースペクトルからコンプトン散乱光子のエネルギースペクトルを算出することができる。

図4.3に、計算により算出した6 MVX線の散乱角20度、50度、90度のコンプトン散乱光子のエネルギースペクトルを示す。図より、散乱角が大きいほど最大エネルギーが小さくなり、フルエンスが減少することが示されている。

このことより、コンプトン散乱光子のエネルギースペクトルから式(4.9)と式(4.10)を使用することにより一次線のエネルギースペクトルを取得することが可能である。

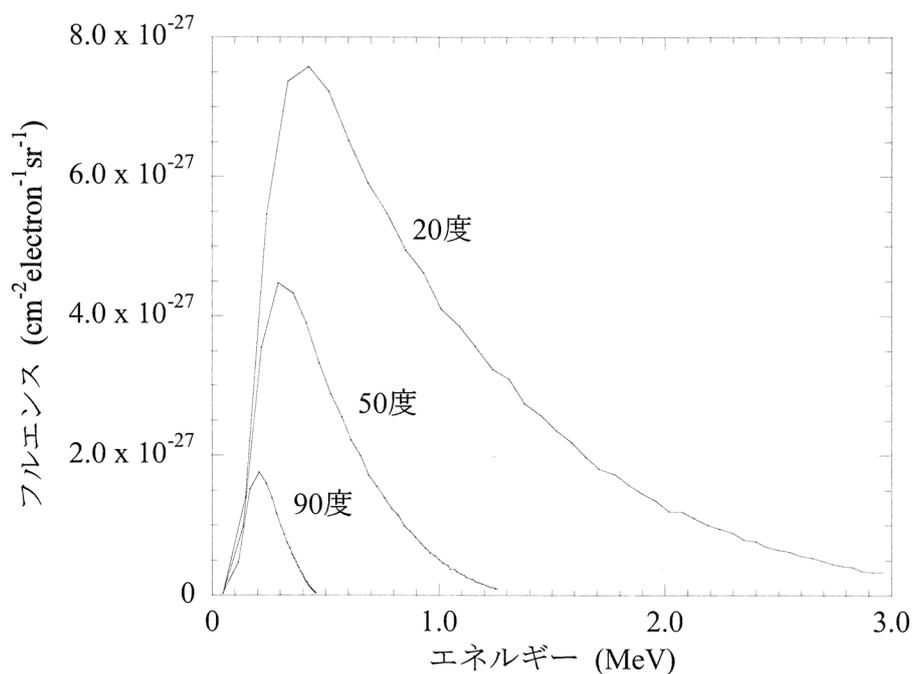


図 4.3 計算により算出したコンプトン散乱光子のエネルギースペクトル

4.3 方法

コンプトン散乱光子のエネルギースペクトル計測での幾何学的配置を図4.4に示す。コンプトン散乱光子を発生させるため、散乱体に直径1.0 cmと0.5 cmの円柱のアクリルフantomを使用した。

NaI(Tl)検出器(76B76/3、ORTEC社)の周囲を鉛で遮蔽することで、コンプトン散乱光子以外の放射線の検出器への入射を防いだ。検出器に入射する光子のフルエンスを減少させるために、NaI検出器前面にコリメータ開口径が2.0 mmの鉛を設置した。また、検出器のpileアップを防ぐために式(4.11)により、1パルスあたりに1つのコンプトン散乱光子を計測するような立体角を設定した。

散乱角を10度から90度までの10度毎にコンプトン散乱光子のエネルギースペクトルを取得した。

散乱体を設置して取得したエネルギースペクトルから、散乱体を設置せずに取得したエネルギースペクトルをBGとして減算することによってコンプトン散乱光子のエネルギースペクトルを求めた。

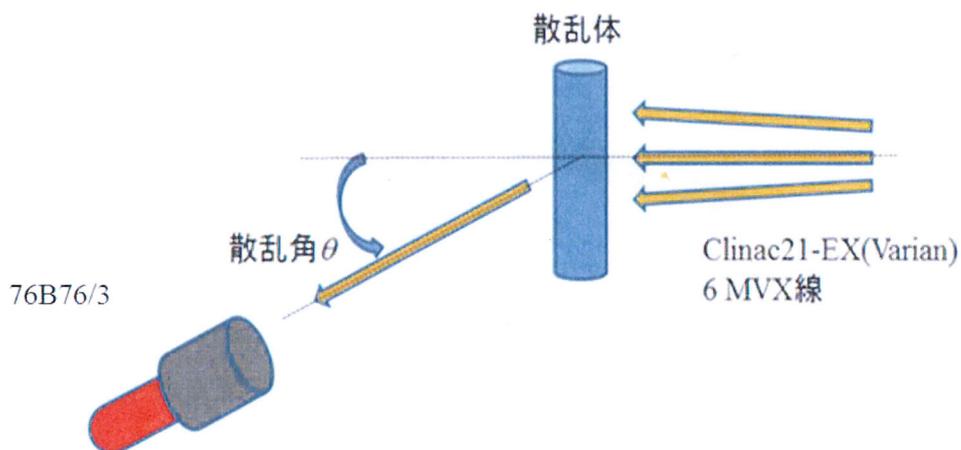


図 4.4 コンプトン散乱光子のエネルギースペクトル計測のジオメトリ

4.4 結果および考察

図 4.5 に散乱角 20 度の散乱体設置時と、設置せずに計測したエネルギースペクトルを示す。どちらのスペクトルにも 0.08 MeV と 0.13 MeV、0.511 MeV に高いカウントを生じた。これは、入射した散乱線によって鉛の特性 X 線 (0.08 MeV)、またリニアックからの漏洩線による電子対生成により生じた消滅放射線 (0.511 MeV) が NaI(Tl) 検出器に入射したため生じた信号と考えられる。

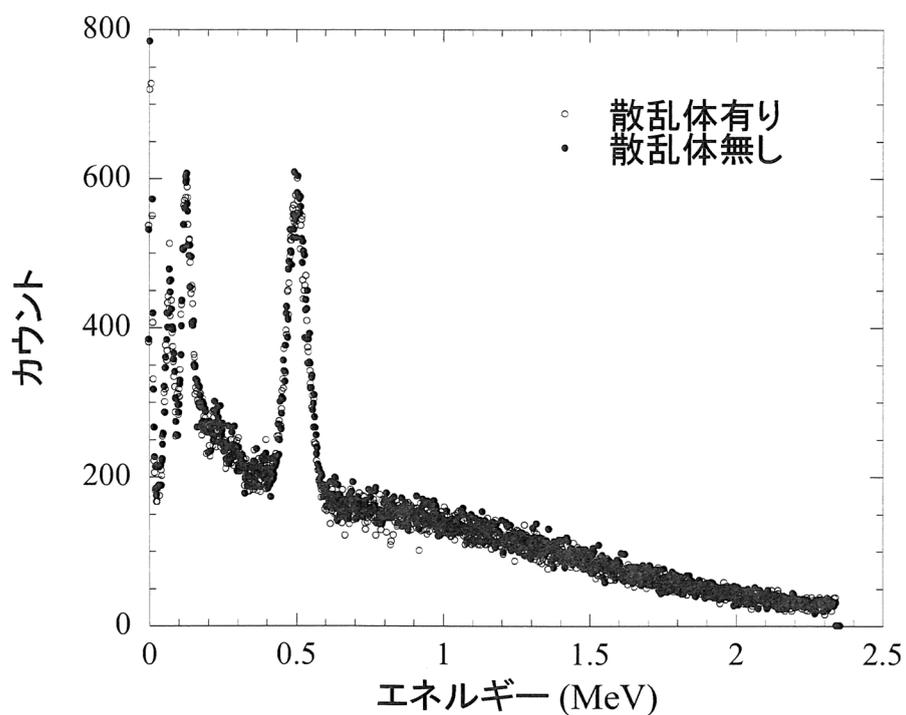


図 4.5 散乱体設置時と設置せずに計測したエネルギースペクトルの比較

散乱角 20 度、50 度、90 度で計測したコンプトン散乱光子のエネルギースペクトルを図 4.6 に示す。図のコンプトン散乱光子のエネルギースペクトルはエネルギー幅を 0.1 MeV で示している。図より、計算で求めたような連続エネルギースペクトルを取得することができなかったことが示された。

また、各散乱角のカウントの合計を表 4.1 に示す。1 パルスあたりに 1 つのコンプトン散乱光子を計測できるように設定したが、計測したカウントの合計が負の値となった。

以上の結果から、コンプトン散乱光子計測によるリニアック X 線のエネルギースペクトル取得には、さらなる検討が必要であることが示された。

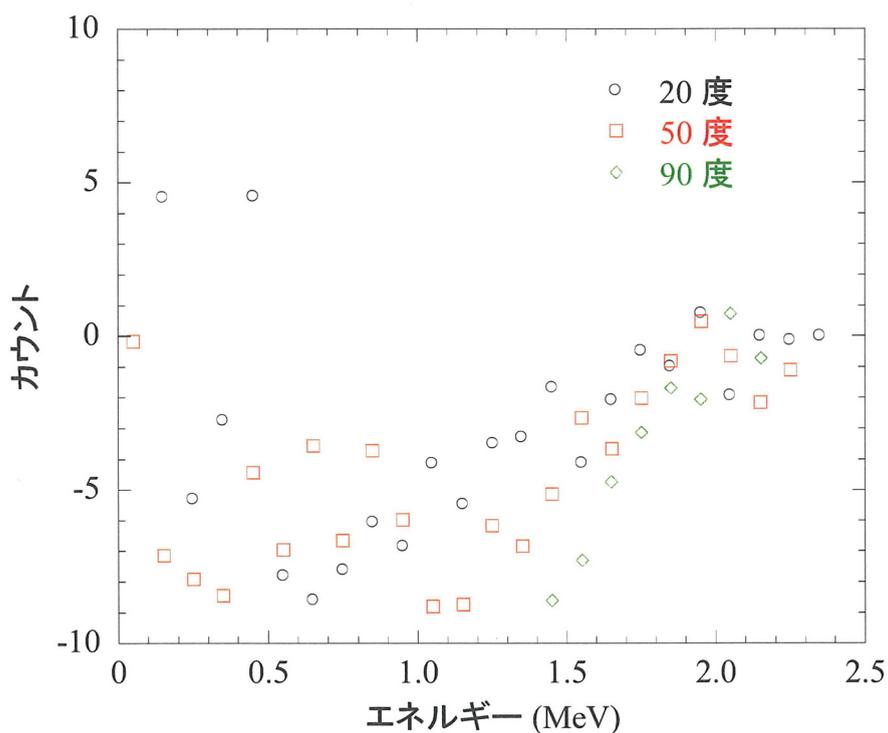


図 4.6 各散乱角のコンプトン散乱光子のエネルギースペクトル

表 4.1 各散乱角のカウントの合計

角度 (度)	計測値	計算値
20	-3671	144000
50	-4765	144000
90	-5236	144000

4.5 結論

本章では、検出器に入射するフルエンスを減少させる方法の一つとして、コンプトン散乱現象を利用することを着想し、コンプトン散乱光子のエネルギースペクトルを計測し、一次線のエネルギースペクトルを再構築する方法を試みた。

コンプトン散乱の式から、理論的に検出器に入射するコンプトン散乱光子のフルエンスを求める式を示した。また、一次線のエネルギースペクトルからコンプトン散乱光子のエネルギースペクトルを算出した。実験では、理論式を利用し、散乱角、散乱体の直径を変化せて入射する立体角などを変化させ、検出信号のピルアップを防ぎ、エネルギースペクトル計測を試みた。

しかし、コンプトン散乱光子計測によるリニアック X 線のエネルギースペクトル計測には、リニアックヘッドからの漏洩線の除去など、さらなる検討が必要であることが示された。

5 章 線量率の調整と線質の評価

5.1 目的

検出器の分解時間幅内に複数の光子が入射すると検出信号がパイルアップする。リニアック X 線ビームの線量率は高く、検出器への入射光子のフルエンスが大きいため計測は困難である。

このため、リニアック X 線ビームのエネルギースペクトルを直接計測した報告はほとんどない。

本章では、リニアック X 線ビームを直接測定するための線量率調整方法について検討する。

5.2 リニアックの構造と線量率の調整

放射線治療で使用される電子直線加速器（リニアック）では、加速器を用いて加速された電子をターゲットに照射することにより生成される制動 X 線を利用している。加速される電子は、電子銃で発生させる。加速管に放出される電子数はフィラメント電流を変化させることによって調整することが可能である。このため、加速する電子数を減少させることは、発生させる X 線自体を減少させることであり、前章で問題となったリニアックヘッドからの漏洩線も減少させることが可能となる。このことから、リニアック X 線ビームのエネルギースペクトルを直接計測するために、電子銃のフィラメント電流を変化させることによって線量率を調整する方法を試みた。

5.3 理論

5.3.1 エネルギースペクトルを直接計測するためのフルエンスの算出

吸収線量率が \dot{D} である時のパルスあたりの一次線のフルエンス率 $\dot{\Phi}$ は、パルス繰り返し周波数 f_p 、光子エネルギー $h\nu$ 、光子エネルギー $h\nu$ でのフルエンス確率 $p(h\nu)$ 、質量エネルギー吸収係数 $(\mu_{en}/\rho)(h\nu)$ とすると、前章の式(4.4)により次式で計算できる。

$$\dot{\Phi}_{\text{prim}} = \frac{\dot{D}}{f_p \int_0^{h\nu_{\text{max}}} h\nu p(h\nu) \left(\frac{\mu_{en}(h\nu)}{\rho} \right) dh\nu} \quad (5.1)$$

上式から、リニアック X 線ビームのエネルギースペクトルを直接計測できる線量率を算出すると表 5.1 に示ようになる。一次線のフルエンスを 4.0 cm^{-2} 、 $0.5 \text{ cm} \times 0.5 \text{ cm}$ の照射野を形成することで、1 パルスに 1 つの光子の測定が可能となる。

そのために線量率を通常の 4.0 Gy min^{-1} から $2.5 \times 10^{-7} \text{ Gy min}^{-1}$ に減少させる必要がある。

表 5.1 直接計測するための線量率の算出

設定値	フルエンス ($\text{cm}^{-2} \text{ pulse}^{-1}$)	線量率 (Gy min^{-1})
通常時	6.62×10^7	4.0
線量率調整後	4.0	2.5×10^{-7}

5.4 方法

5.4.1 電離箱式サーベイメータによる線量率の評価

本研究では、リニアックの電子銃のフィラメント電流を変化させることによりパルスあたりの線量率を調整した。

理論より、本研究では線量率を $2.5 \times 10^{-7} \text{ Gy min}^{-1}$ まで減少させた。そのため、 $1.6 \times 10^{-8} \text{ Gy min}^{-1}$ までの線量率を表示可能である電離箱式サーベイメータ (ICS-313, ALOKA) を使用し、線量率を評価した。式(5.1)で算出した吸収線量率 \dot{D} は線量最大深での吸収線量率である。このことから、電離箱式サーベイメータによる吸収線量率計測では、図 5.1 に示すように、ビルドアップ分の 1.5 cm 厚の亚克力を検出部入射面に設置した。

電離箱式サーベイメータを使用するにあたり、サーベイメータの線量率依存性を評価した。1 秒間あたりのパルス数を 60、120、180、240 pps と変化させることにより、電離箱式サーベイメータの線量率依存性を評価した。

また、電離箱式サーベイメータの表示する線量率を通常の放射線治療での吸収線量計測で使用するファーマ形電離箱 (TM30013, PTW 社) と比較した。



図 5.1 1.5 cm 厚の亚克力を設置した電離箱式サーベイメータ

5.4.2 線量率調整後の線質の評価

本章では、リニアック X 線ビームのエネルギースペクトルを計測するために、電子銃のフィラメント電流を変化させて線量率を調整する方法を試みる。このため、線量率調整前後で線質が変化しないことを確認する必要がある。

線量率調整前後の線質の変化は、組織ファントム比 $TPR_{20,10}$ により評価した。 $TPR_{20,10}$ は SCD=100 cm、照射野 $A=10\text{ cm}\times 10\text{ cm}$ での、水中深さ $d=20\text{ g cm}^{-2}$ と 10 g cm^{-2} での水吸収線量 D の比であり、次式で評価される¹⁵⁾。

$$TPR_{20,10} = \frac{D(d=20\text{g cm}^{-2}, A=10\text{cm}\times 10\text{cm})}{D(d=10\text{g cm}^{-2}, A=10\text{cm}\times 10\text{cm})} \quad (5.2)$$

通常時での線量率 4.0 Gy/min、および線量率調整後の 170 $\mu\text{Gy}/\text{min}$ での $TPR_{20,10}$ をファーマ形電離箱 (TM30013, PTW) により評価した。

5.5 結果および考察

5.5.1 電離箱式サーベイメータによる線量率の評価

図 5.2 に電離箱式サーベイメータの線量率による表示値の変化を示す。結果より、60 pps で 2.6 Gy min^{-1} 、120 pps で 5.2 Gy min^{-1} 、180 pps で 7.8 Gy min^{-1} 、240 pps では 10.4 Gy min^{-1} であった。パルス数の変化に応じた表示値を示したことから、電離箱式サーベイメータの線量率依存性は無視できることが明らかになった。

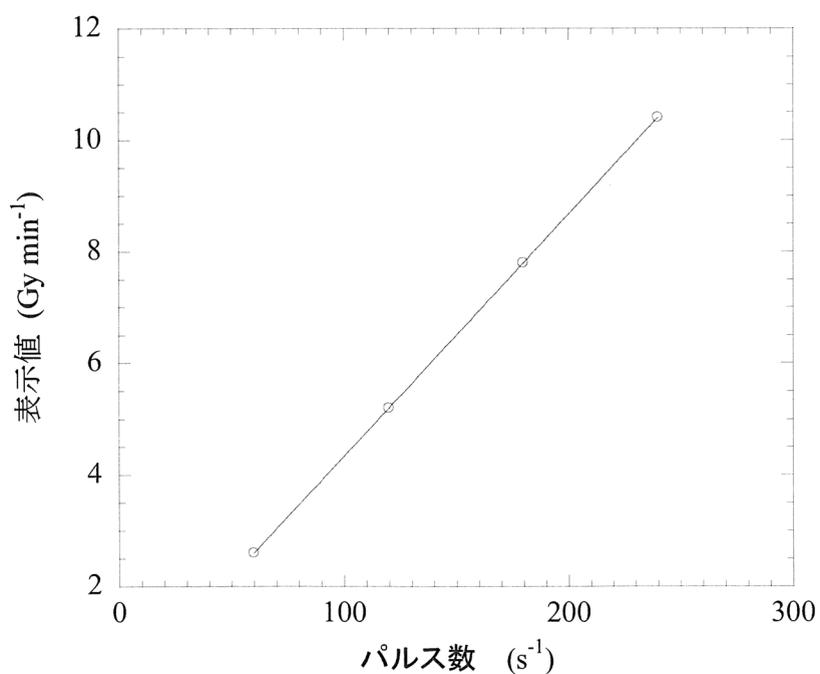


図 5.2 電離箱式サーベイメータの線量率依存性

表 5.2 にファーマ形電離箱と電離箱式サーベイメータで計測した線量率の表示値を比較して示す。同表で示したように、電離箱式サーベイメータの表示値は $171.5 \mu\text{Gy min}^{-1}$ 、円筒形電離箱の表示値は $173.3 \mu\text{Gy min}^{-1}$ と無視できる約 1.0 %の差であった。このことから、1.5 cm 厚の亚克力を設置した電離箱式サーベイメータの表示値が吸収線量率として利用できることが確認できた。

表 5.2 円筒形電離箱と電離箱式サーベイメータの比較

線量計	表示値 ($\mu\text{Gy min}^{-1}$)
円筒形電離箱	171.5
電離箱式サーベイメータ	173.3

5.5.2 線量率調整後の線質の評価

表 5.3 に通常時と線量率調整後の $TPR_{20,10}$ の比較を示す。表より、通常時の $TPR_{20,10}$ は 0.665 であり、線量率調整後の $TPR_{20,10}$ は 0.667 であり、線質の変化は無視できることが示された。

加速管の長さやヘッドの構造は変更していないことから、電子銃のフィラメント電流を変化させることによる線量率の調整を行っても線質の変化はないと考えられる。

このことから、線量率調整後にエネルギースペクトルを取得することで、実際に照射するエネルギースペクトル取得の可能性が示された。

表 5.3 通常時と線量率調整後の $TPR_{20,10}$ の変化

線量率 (Gy min^{-1})	$TPR_{20,10}$
4.0 (通常時)	0.665
1.7×10^{-7} (線量率調整後)	0.667

5.6 結論

4章で問題となったリニアックヘッドからの一次線と漏洩線を減少させること、リニアック X 線ビームのエネルギースペクトルを直接計測することを目的として、電子銃のフィラメント電流を変化させることによって線量率を調整する方法を試みた。

また、電離箱式サーベイメータで低線量率評価の可能性、線量率調整後の線質の変化を検討した。

結果から、線量率を極小に調整した場合でも線質は変化しないことが示された。このことから、フィラメント電流を調整することによる線量率調整時のエネルギースペクトル計測によって、通常治療時のリニアック X 線ビームのエネルギースペクトルを取得できることが示された。

6 章 エネルギースペクトルの直接計測

6.1 目的

リニアック X 線ビームのエネルギースペクトルは、線量率が高いために直接計測は困難である。そのため、リニアック X 線ビームのエネルギースペクトルを直接計測した報告はほとんどない。

フィラメント電流による線量率の調整は、加速エネルギーやヘッドの構造は変化しないため、線量率を調整しても線質の変化はないことが明らかになった。

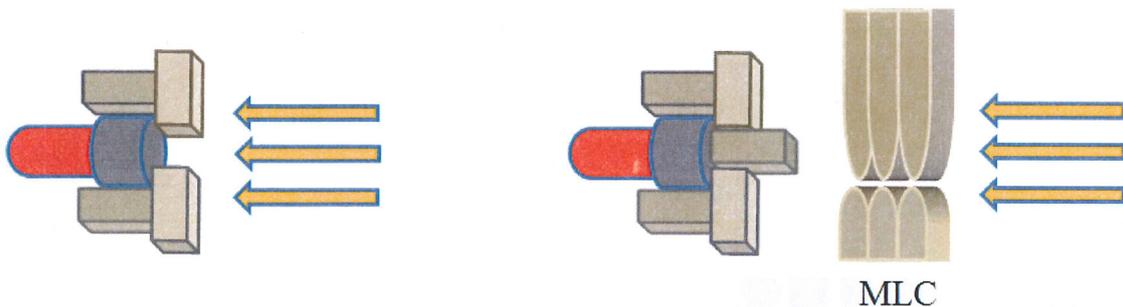
本章では、線量率を極小に調整した状態で、直接計測によるエネルギースペクトル取得を試みる。

6.2 方法

6.2.1 リニアック X線ビームのエネルギースペクトルの直接計測

パルスあたりのフルエンスを 4.0 cm^{-2} に調節し、照射野を $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ に設定することにより、1 パルスに 1 つの光子が検出器へ入射する。このため、検出信号のパイルアップを防げることが可能であることから、本章ではエネルギースペクトルの直接計測を行う。

ヘッドや壁からは散乱線によるノイズが生じる。このため、図 6.1 の (a) で計測したエネルギースペクトル計測では一次線と散乱線を含むことになる。また (b) で示したエネルギースペクトル計測では、20 cm 厚の鉛ブロックと Multi leaf collimator (MLC) により一次線を遮蔽することによって散乱線のみのエネルギースペクトルを取得できる。したがって、(a) で取得したエネルギースペクトルから (b) で取得したエネルギースペクトルを減算することによって一次線のエネルギースペクトルを求めることができる。



(a) 一次線と散乱線のエネルギースペクトル

(b) 散乱線のエネルギースペクトル

図6.1 一次線のエネルギースペクトルの計測

6.2.2 コンプトンテールの補正

シンチレーション検出器で計測したエネルギースペクトルには、シンチレータでのコンプトン散乱によってコンプトンテールが生じる。コンプトンテールを補正するために、EGSnrcコードを用いたモンテカルロシミュレーションを使用した。シミュレーションは3章の検出効率の計算で作成したユーザーコードを使用した。

コンプトンテールの補正の例を図6.2に示す。(a)では、入射光子のエネルギーが1.0 MeVのコンプトンテールの割合を算出できる。その後、(b)に示すように、取得したエネルギースペクトルから計算によるコンプトンテールの除去を行うことが可能である。

この方法で、計測したエネルギースペクトルのエネルギー毎にコンプトンテールの補正を行った。

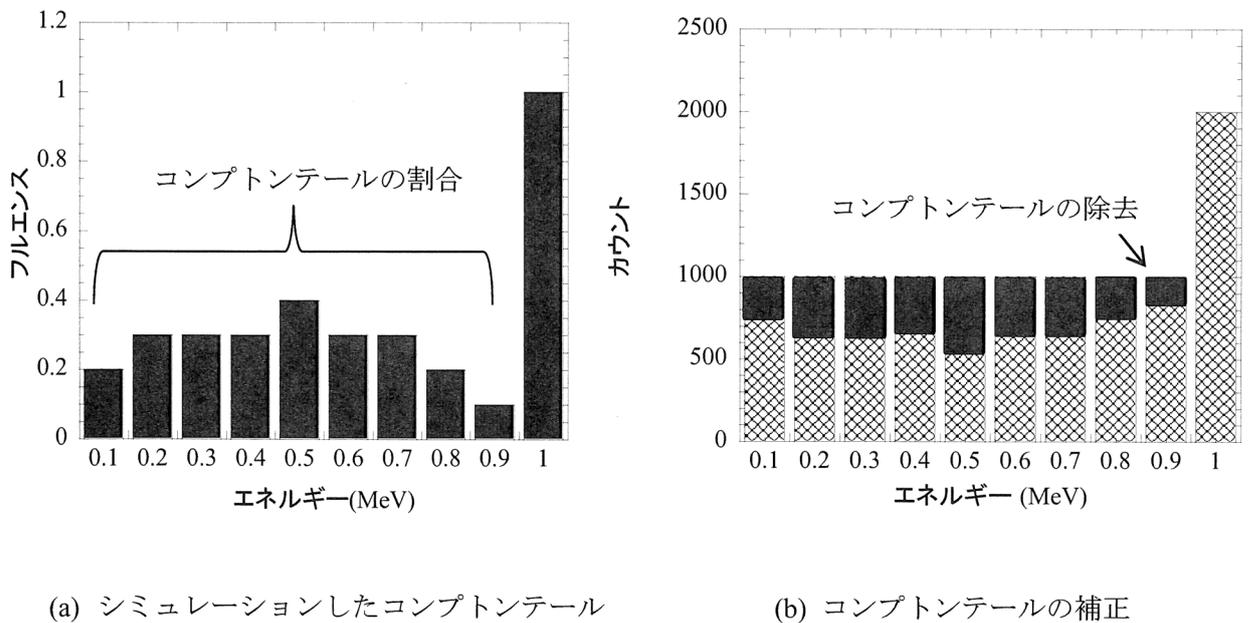


図 6.2 コンプトンテール補正の例

6.3 結果および考察

6.3.1 リニアック X 線ビームのエネルギースペクトルの直接計測

図 6.3 に直接計測したエネルギースペクトルを示す。基準線源を使用して計測した検出効率は 1.33 MeV 以下であるため、ここで示したエネルギースペクトルはモンテカルロシミュレーションで算出した検出効率により補正したスペクトルである。

計測したエネルギースペクトルは 0.1 MeV のエネルギー幅で示している。同図の縦軸はフルエンスであり、最大値で正規化して示している。フルエンスの最大値のエネルギーは 0.45 MeV であり、6.0 MeV ではフルエンスの最大値に対して 0.01 以下となった。

このエネルギースペクトルは、4 章で示した 6 MV X 線のエネルギースペクトルに相似な形状であり、線量率を極小に調整することでエネルギースペクトルの直接計測の可能性が示された。

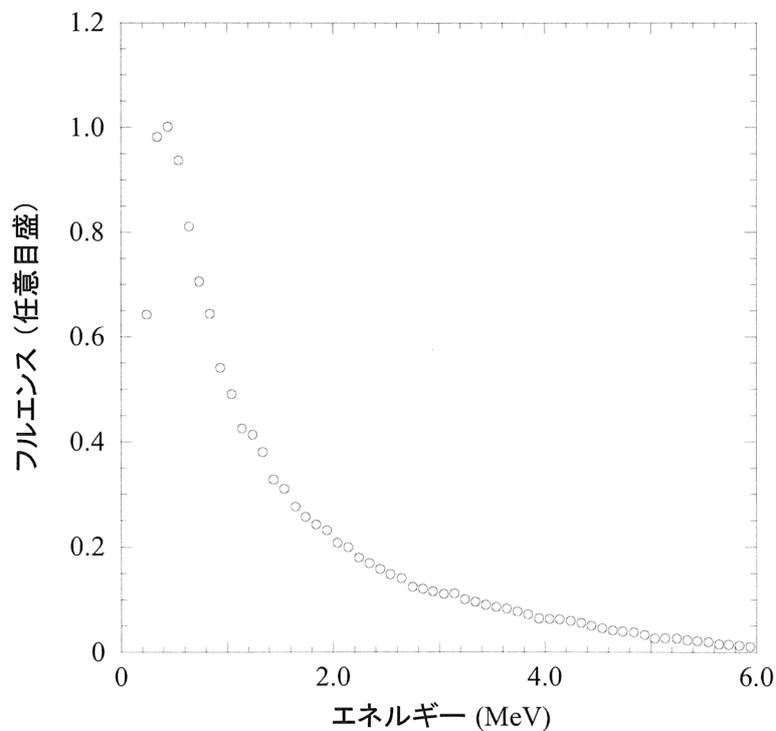


図 6.3 エネルギースペクトル (コンプトンテール補正前)

6.3.2 コンプトンテールの補正

図 6.4 にフルエンスの最大値で正規化したコンプトンテール補正前と補正後のエネルギースペクトルを示す。同図の縦軸はフルエンスであり、最大値で正規化して示している。2.0 MeV を中心としたエネルギー領域でコンプトンテール補正による効果が顕著に示された。

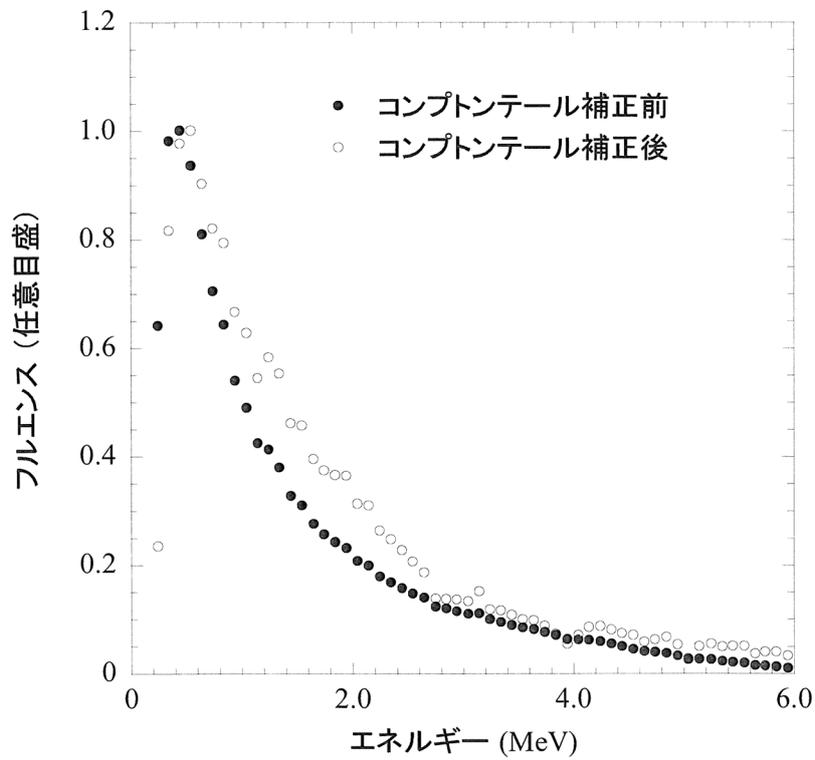


図 6.4 コンプトンテール補正前と補正後のエネルギースペクトルの比較

6.4 結論

リニアック X 線ビームのエネルギースペクトルは、線量率が高いために直接計測は困難である。本章では、フィラメント電流を調整し、線量率を極小とした状態で、直接計測によるエネルギースペクトル取得を試みた。

この結果、直接計測によるエネルギースペクトル取得の可能性が示された。また、本章では計測したエネルギースペクトルへのコンプトンテール補正を試みた。

シンチレーション検出器を用いた計測では、シンチレータ内でコンプトン散乱を起こしてエネルギースペクトルにコンプトンテールを含んでいる。そのため、モンテカルロシミュレーションを使用してコンプトンテールを算出し、直接計測したエネルギースペクトルのコンプトンテールを補正した。コンプトンテールを補正することで、エネルギースペクトルが変化することが明らかになった。

7 章 直接計測によるエネルギースペクトルの評価

7.1 目的

前章では線量率を調整することにより、リニアック X 線ビームのエネルギースペクトルを直接計測した。

直接計測で取得したエネルギースペクトルと実際に照射されるエネルギースペクトルの整合性を確認する必要がある。

本章では、水中で計測された深部量百分率 (PDD) と取得したエネルギースペクトルで計算される PDD を比較することによって、エネルギースペクトルの整合性を確認する。

7.2 方法

7.2.1 直接計測したエネルギースペクトルを使用した PDD の算出

直接計測したエネルギースペクトルを使用し、水中での PDD を算出した。図 7.1 に PDD 計算に使用した水ファントムの幾何学的条件を示す。SSD100 cm、照射野 10 cm×10 cm において、表面積 1.0 cm×1.0 cm、深さ方向に 0.5 cm 間隔のボクセルを設定し、それぞれのボクセルの水吸収線量を計算することによって PDD を求めた。シミュレーションにはモンテカルロコードである DOSXYZnrc コード¹⁶⁾を使用した。

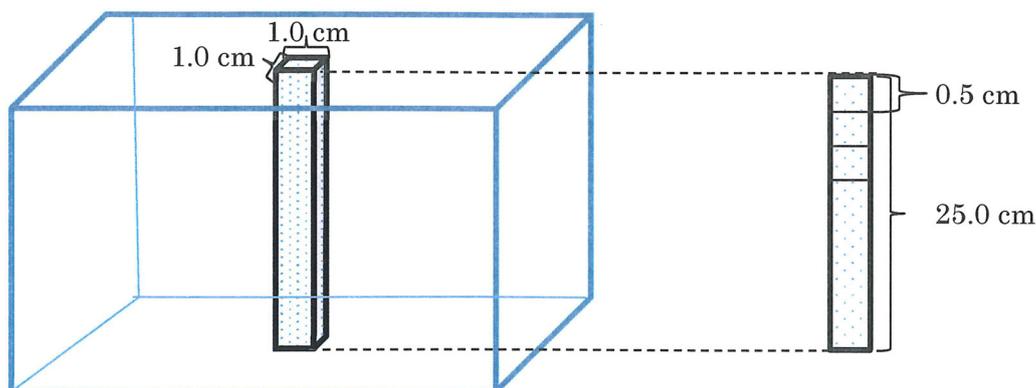


図 7.1 DOSXYZnrc でシミュレーションしたジオメトリ

コンプトンテール補正後のエネルギースペクトルを入射ビームとして、表 7.1 に示す DOSXYZnrc シミュレーションでの計算パラメータを設定した。ECUT は 0.521 MeV、PCUT は 0.01 MeV とし、 2.0×10^9 の光子が水ファントムに入射する条件でのシミュレーションを実行した。

表 7.1 DOSXYZnrc のパラメータ

パラメータ	設定値
ECUT	0.521 MeV
PCUT	0.01 MeV
Number of incident particles	2.0×10^9

7.2.2 円筒形電離箱を使用した PDD の計測

3次元水ファントム (Blue Phantom, Scanditronix 社) に円筒形電離箱 (CC13, Scanditronix 社) を設置し、公称 X 線エネルギー 6 MV のリニアック (Clinac 21EX, Varian 社) が発生する X 線ビームを水ファントムに照射し、PDD を計測した。照射条件はシミュレーションと同様に、SSD100 cm、照射野 10 cm \times 10 cm とした。

7.3 結果および考察

図 7.2 に、エネルギースペクトルから計算した PDD と、円筒形電離箱による計測値の比較を示す。ビルドアップ近傍では、線量勾配が急峻であるため、10 cm 深での正規化を行った場合の PDD の比較である。また、図 7.3 に電離箱で計測した PDD に対するシミュレーションによる PDD の相対差を百分率で示す。図より、深さ 1.25 cm では 2.0 % の相対差であったものの 1.75 cm から 20 cm までの相対差はおよそ 1.0 % 以内で一致することが示された。深さが 20 cm を超えると相対差が大きくなる傾向を示した。

ビルドアップ付近および深さ 20 cm 以上では計算値と計測値に差が生じたものの、ビルドアップから一定の深さまでは PDD が一致した。このことから、線量率を調整することで直接計測により取得したエネルギースペクトルが、実際の治療ビームのエネルギースペクトルに等しいことが示された。

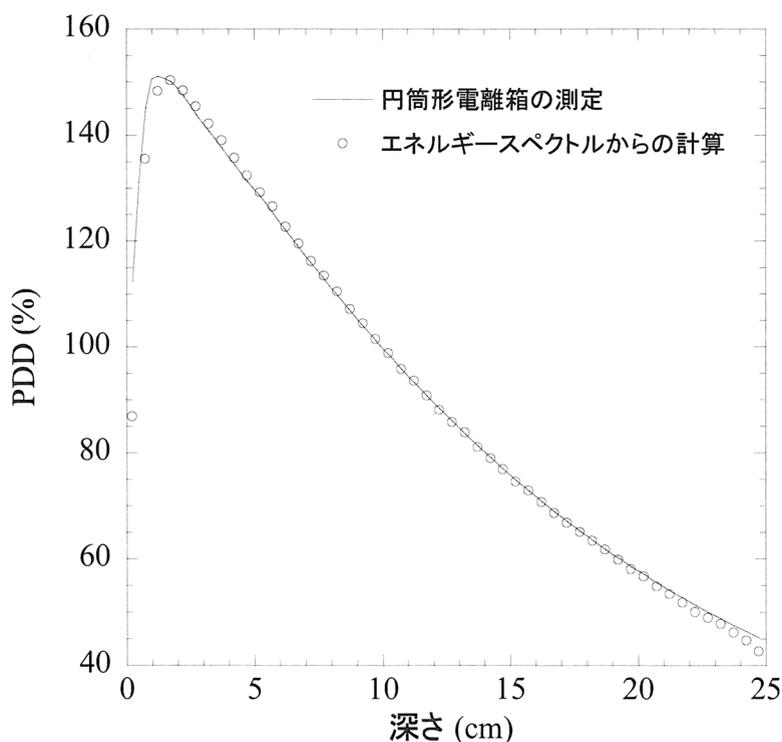


図 7.2 PDD の比較

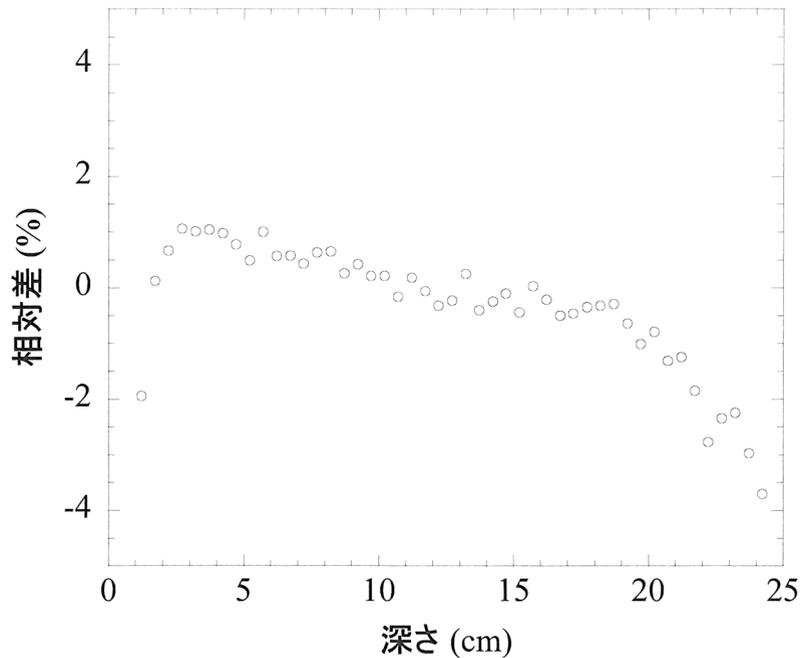


図 7.3 円筒形電離箱で計測 PDD に対する取得エネルギーによるシミュレーション PDD の相対差

7.4 結論

前章で直接計測により取得したエネルギースペクトルを使用し、モンテカルロシミュレーションにより PDD を算出し、円筒形電離箱による水中での PDD と比較した。円筒形電離箱で計測した PDD と計算による PDD が一致したことから、直接計測で取得したエネルギースペクトルは実際の照射ビームのエネルギースペクトルと一致していることが示された。以上から、線量率の調整により治療ビームのエネルギースペクトルの直接計測が可能であることが示された。

8 章 総括

リニアック X 線ビームのパルスあたりの線量率が高いため、エネルギースペクトルを計測により取得することは困難である。このため、リニアック X 線ビームのエネルギースペクトルを計測により決定した報告はない。そのため、本研究ではリニアック X 線ビームのエネルギースペクトルを直接計測により取得することを目的とした。

はじめに、コンプトン散乱現象を利用することによって一次線のエネルギースペクトル取得を試みた。しかし、通常の線量率では照射ヘッドからの漏洩線が混入するため、エネルギースペクトルの取得は困難であった。

次に、照射ヘッドからの漏洩線も低減させるよう、リニアックが発生する X 線を極小にする目的から、フィラメント電流を変化させることによる線量率の調整を試みた。極小の線量率においても、線質は変化しないことを明らかにした。このことから、線量率を極小に調整することによって、通常照射時のリニアック X 線ビームのエネルギースペクトルを取得できることを示し、リニアック X 線ビームのエネルギースペクトルの直接計測を試みた。

直接計測により取得したエネルギースペクトルを使用したモンテカルロシミュレーションにより PDD を、電離箱で計測した PDD と比較した。二つの PDD が一致したことから、線量率を調整することで、リニアック X 線ビームのエネルギースペクトルの直接計測による取得が可能であることが示された。

本研究では、線量率を調整することでエネルギースペクトルの直接計測による取得にとどまったが、今後は通常の状態でのエネルギースペクトル取得が可能なよう、フィルタを使用することによるエネルギースペクトルの取得などを試み、高精度な線量計算のための正しいエネルギースペクトル取得について研究を進める予定である。

参考文献

- 1) AAPM Task Group No.24: Physical Aspects of Quality Assurance in Radiation Therapy, 18:37-109, 1984.
- 2) 高橋 正治: 診療放射線技術実践ガイド 第2版, 文光堂, 953, 2006
- 3) H, Kashiwagi: A Low Beam Intensity Measuring Device for Acceptance Measurement, Proceedings of 7th annual meeting of Particle Accelerator Society of Japan, 628-630, 2010
- 4) 西臺 武弘: 放射線線量計測学, 文光堂, 146-156, 2012
- 5) SEIKO EG&G 株式会社, NaI(Tl) 検出器一覧
http://www.sii.co.jp/jp/segg/files/2013/03/file_PRODUCT_MASTER_1369_G_RAPHIC02.pdf
- 6) SAINTO-GOBAN, シンチレーション製品紹介,
http://www.saint-gobain.co.jp/sites/default/files/download/pdf/Crystal_Product_Information_Saint-Gobain.pdf
- 7) ORTEC, Multichannel Analyzers,
[file:///C:/Users/Owner/Downloads/DigiBASE-E%20\(1\).pdf](file:///C:/Users/Owner/Downloads/DigiBASE-E%20(1).pdf)
- 8) SEIKO EG&G 株式会社, Spectrum Navigator
<http://www.sii.co.jp/jp/segg/files/2014/07/b80c35f7ff1b2014bc19cc633a0aa2b9.pdf>
- 9) 日本アイソトープ協会, アイソトープ手帳 第11版, 丸善株式会社
- 10) 坂井 英次: 放射線計測の理論と演習 下巻 応用編, 現代工学社, 366-373, 1986
- 11) I. Kawrakow and D.W.O. Rogers: The EGSnrc Code System, 2003
- 12) 浜松ホトニクス: テクノロジー紹介 光電面技術
<http://www.hamamatsu.com/jp/ja/technology/innovation/photocathode/index.html>
- 13) National Institute of Standards and Technology, XCOM
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>
- 14) 西臺 武弘: 放射線医学物理学 第3版, 68-73, 文光堂, 2005

- 15) 齋藤 秀敏：日本医学物理学会編，外部放射線治療における吸収線量の標準計測法（標準計測法 12），通商産業研究者, 38-39, 2012
- 16) Walters B, Kawrakow and I Rogers DWO: DOSXYZnrc User's Manual, 2009

謝辞

本研究を行うにあたり、首都大学東京大学院 人間健康科学研究科 齋藤秀敏教授ならびに同大学院 明上山温准教授にはお忙しい中お時間を頂き、御指導頂きましたことを深く御礼申し上げます。

また、本研究を行うにあたり、がん・感染症センター都立駒込病院の職員の方々には、様々な場面でご協力を頂き、深く感謝申し上げます。

研究室の先輩方、同期の水野さん、針生さん、後輩達には、数多くのご助言を頂き、心より感謝致します。